



## Dynamique des solitons de Kuznetsov-Ma observée en optique fibrée non-linéaire

Bertrand Kibler, Julien Fatome, Christophe Finot, Guy Millot, Goëry Genty, Nail Akhmediev, Benjamin Wetzler, Frédéric Dias, John M. Dudley

### ► To cite this version:

Bertrand Kibler, Julien Fatome, Christophe Finot, Guy Millot, Goëry Genty, et al.. Dynamique des solitons de Kuznetsov-Ma observée en optique fibrée non-linéaire. 32ièmes Journées Nationales de l'Optique Guidée, Jul 2012, Lyon, France. pp.69-71. hal-00717880

**HAL Id: hal-00717880**

**<https://hal.science/hal-00717880>**

Submitted on 13 Jul 2012

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# DYNAMIQUE DES SOLITONS DE KUZNETSOV-MA OBSERVEE EN OPTIQUE FIBREE NON-LINEAIRE

B. Kibler<sup>1</sup>, J. Fatome<sup>1</sup>, C. Finot<sup>1</sup>, G. Millot<sup>1</sup>, G. Genty<sup>2</sup>, N. Akhmediev<sup>3</sup>,  
B. Wetzel<sup>4</sup>, F. Dias<sup>5</sup>, J. M. Dudley<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS-Université de Bourgogne, 21000 Dijon, France

<sup>2</sup> Tampere University of Technology, Optics Laboratory, FI-33101 Tampere, Finland

<sup>3</sup> Institute of Advanced Studies, The Australian National University, Canberra ACT 0200, Australia

<sup>4</sup> Université de Franche-Comté, Institut FEMTO-ST, 25030 Besançon, France

<sup>5</sup> Centre de Mathématique et de Leurs Applications, ENS Cachan, France

[john.dudley@univ-fcomte.fr](mailto:john.dudley@univ-fcomte.fr)

## RÉSUMÉ

Le soliton de Kuznetsov-Ma est une solution de l'équation de Schrödinger non-linéaire qui a été identifiée dès 1977 mais qui à ce jour n'avait encore jamais été observée expérimentalement. Nous décrivons ici une expérience mettant en évidence la dynamique du soliton KM à travers la propagation non-linéaire de breathers dans une fibre optique.

**MOTS-CLEFS :** *optique non-linéaire ; fibres optiques ; solitons.*

## 1. INTRODUCTION

Dans le contexte des études menées sur les événements scélérats en hydrodynamique ou en optique, les solitons sur fond continu (SFC) sont des solutions de l'équation de Schrödinger non-linéaire (ESNL) qui ont récemment stimulé un vif regain d'intérêt [1-3]. Une solution particulière est alors le breather d'Akhmediev (AB) qui est excité à partir d'une faible perturbation périodique sur une onde continue et qui est localisé longitudinalement, présentant ainsi un cycle de croissance/décroissance [4]. Des expériences conduites en optique ont démontré les liens importants qui existent avec le processus d'instabilité de modulation. La théorie des ABs a également permis la conception des expériences menant à la première observation du soliton de Peregrine [2,3], cas limite des ABs.

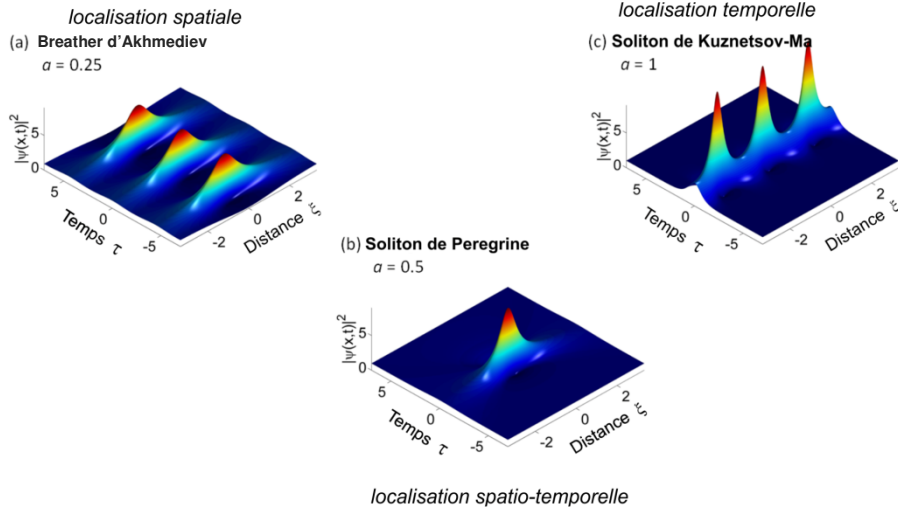
Un autre SFC est le soliton de Kuznetsov-Ma (KM). A l'inverse des ABs, le soliton KM est localisé temporellement et subit une évolution périodique lors de sa propagation. De manière assez surprenante, bien que cette solution soit connue depuis 1977 [5], la dynamique des solitons KM n'a jamais encore fait l'objet d'une étude expérimentale précise. Nous montrons ici que lorsqu'un AB est excité par des conditions non-idéales (notamment par une modulation d'amplitude importante), alors la croissance et la décroissance d'un cycle individuel peuvent être interprétées et décrites quantitativement par l'évolution d'un soliton KM.

## 2. COMPARAISON DES SOLUTIONS D'AKHMEDIEV, DE PEREGRINE ET DE KUZNETSOV-MA

L'ESNL normalisée peut s'écrire  $i \psi_\xi + 1/2 \psi_{\tau\tau} + |\psi|^2 \psi = 0$ , avec  $\xi$  la coordonnée longitudinale et  $\tau$  la coordonnée temporelle. En utilisant la notation des ABs introduite dans la référence 3, une solution générale des SFC peut être formulée sous la forme compacte suivante :

$$\psi(\xi, \tau) = e^{i\xi} \left[ 1 + \frac{2(1-2a) \cosh(b\xi) + i b \sinh(b\xi)}{\sqrt{2a} \cos(\omega\tau) - \cosh(b\xi)} \right]$$

avec  $b = [8a(1-2a)]^{1/2}$  et  $\omega = 2(1-2a)^{1/2}$ . Pour  $a < 1/2$ , la solution décrit les ABs comme illustré par la Fig. 1(a); pour  $a = 1/2$ , la solution correspond au soliton de Peregrine ( Fig. 1(b) ); et pour  $a > 1/2$ , la solution est représentée par le soliton KM ( Fig. 1(c) ).



**Fig. 1** Solutions analytiques de l'ENSL pour différentes valeurs du paramètre  $a$

Remarquons que pour  $a > 1/2$ , les paramètres  $b$  et  $\omega$  deviennent imaginaires si bien que la fonction trigonométrique hyperbolique devient une fonction ordinaire circulaire et vice et versa. Cela explique les localisations différentes et les périodicités modifiées. Il en résulte ainsi des interprétations physiques différentes pour les breathers d'Akhmediev et pour les solitons KM.

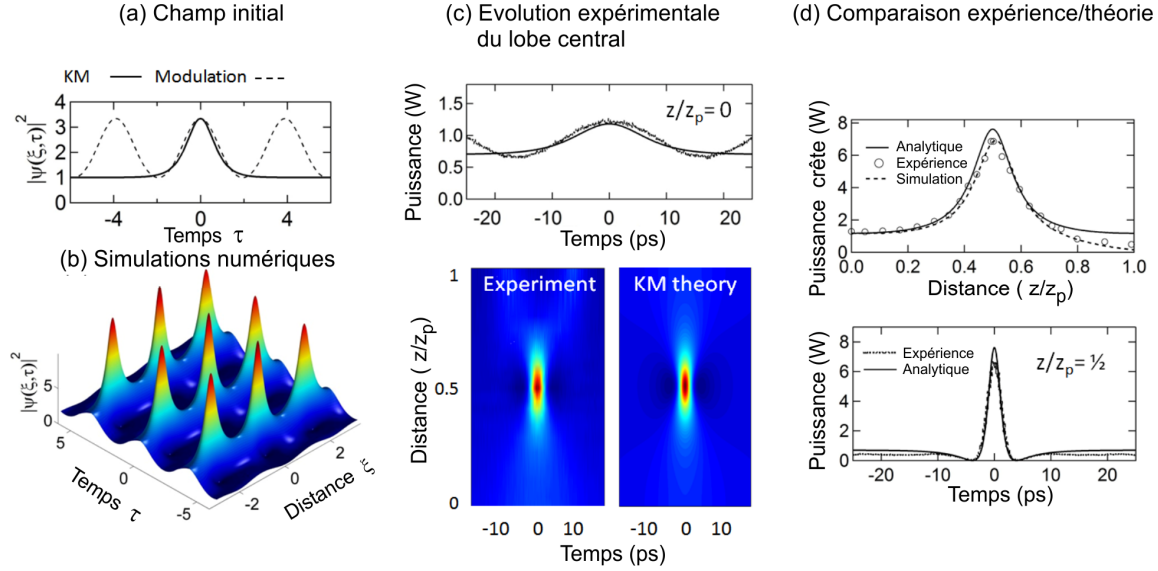
### 3. OBSERVATION DE LA DYNAMIQUE DU SOLITON KM :

#### INSTABILITE DE MODULATION INDUITE AVEC UNE FORTE MODULATION D'AMPLITUDE

Les ABs et le soliton de Peregrine ont été générés expérimentalement en optique en utilisant comme condition initiale une faible modulation périodique d'une onde continue [2,3]. Un écart par rapport aux conditions d'excitation idéales avec des amplitudes d'excitation plus marquées entraîne un comportement périodique bien plus complexe. Bien que l'évolution puisse être décrite de manière générale à partir de fonctions elliptiques de Jacobi, la Figure 2 montre que la dynamique longitudinale peut être quantitativement décrite en s'appuyant sur l'évolution attendue d'un soliton KM. Plus précisément, nous avons considéré l'évolution d'un champ très fortement modulé dont les caractéristiques ont été choisies de telle manière à ce que chaque oscillation du champ initial puisse correspondre au mieux à la forme d'un soliton KM idéal. (Fig. 1(c)). Le champ initial, sa relation avec le soliton KM idéal et son évolution obtenue numériquement sont décrites par les figures 2(a) and (b). On remarquera clairement à partir des résultats de la figure Fig. 2(b) que l'évolution suivant  $\xi$  de chaque cycle longitudinal est très proche du soliton KM idéal illustré Fig. 1(c).

Nous avons confirmé cette interprétation en utilisant des expériences dans une fibre optique monomode. Ici, une modulation à une fréquence d'environ 30 GHz est imposée sur une source continue à 1550 nm afin d'obtenir des cycles de modulation individuels qui seront très proches d'un soliton KM idéal constitué d'un fond de 0.7 W et d'une puissance crête de 1.2 W (Fig. 2(c), le paramètre  $a$  utilisé pour le soliton KM est 0.66). Pour une période du cycle longitudinal correspondant à la distance  $z_p = 5.3$  km, nous avons utilisé un oscilloscope à échantillonnage optique permettant une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde. Nous avons alors procédé au découpage progressif et systématique de la fibre en enregistrant tous les 250 m le profil temporel. Les résultats expérimentaux montrent le cycle de croissance / décroissance (Fig. 2(c)) et la comparaison réalisée avec un soliton KM. L'accord qualitatif est excellent. Nous avons comparé de manière plus quantitative les résultats expérimentaux, numériques et analytiques en représentant

sur la Fig. 2(d) l'évolution de la puissance crête. Nous avons ensuite comparé le profil temporel enregistré au point de compression maximale ( $z = z_p/2$ ) avec celui prédit par l'expression analytique.



**Fig. 2.** (a) Champ initial et (b) simulation montrant l'évolution d'un soliton KM pour une onde continue modulée. (c) Champ initial utilisé expérimentalement et comparaison avec un soliton KM (haut), comparaison entre l'expérience et la théorie de l'évolution temporelle longitudinale (bas). (d) Evolution longitudinale de la puissance crête (haut) et profil temporel au point de compression maximale (bas). Comparaison des résultats expérimentaux, analytiques et numériques (simulations basées sur l'ESNL prenant en compte les pertes et les effets d'ordre supérieur).

## CONCLUSION

Les résultats de la Fig. 2 montrent un accord excellent entre les mesures expérimentales des propriétés temporelles d'une onde continue fortement modulée et la dynamique ou le profil temporel d'un soliton KM isolé évoluant dans les mêmes conditions. Ces résultats représentent à notre connaissance les premières mesures quantitatives de la dynamique d'un soliton KM. Ces résultats obtenus dans une fibre optique confirment la puissance prédictive des solutions analytiques de l'ESNL comme les solitons de Kutzenov-Ma ou bien les breathers d'Akhmediev.

## REFERENCES

- [1] N. Akhmediev *et al.* "Waves that appear from nowhere and disappear without a trace", Phys. Lett. A **373**, 675 (2009).
- [2] J. M. Dudley *et al.* "Modulation instability, Akhmediev Breathers and CW supercontinuum generation", Opt. Express **17**, 21497 (2009).
- [3] B. Kibler *et al.* "The Peregrine soliton in nonlinear fibre optics", Nature Phys. **6**, 790 (2010).
- [4] N. Akhmediev & V. I. Korneev, "Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrodinger equation," Theor. Math. Phys. **69**, 1089 (1986); N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Solitons, Nonlinear Pulses and Beams. Chapman and Hall, London (1997).
- [5] E. Kuznetsov, "Solitons in a parametrically unstable plasma," Sov. Phys. Dokl. **22**, 507 (1977).